



^{188}Hg , cas limite des noyaux critiques

C. Bourgeois, Marinette Bouet, A. Caruette, A. Ferro, R. Foucher, J. Fournet,
A. Höglund, L. Kotfila, G. Landois, C.F. Liang, et al.

► To cite this version:

C. Bourgeois, Marinette Bouet, A. Caruette, A. Ferro, R. Foucher, et al.. ^{188}Hg , cas limite des noyaux critiques. Journal de Physique, 1976, 37 (2), pp.49-54. 10.1051/jphys:0197600370204900 . jpa-00208401

HAL Id: jpa-00208401

<https://hal.science/jpa-00208401>

Submitted on 1 Jan 1976

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
4.162

^{188}Hg , CAS LIMITE DES NOYAUX CRITIQUES

C. BOURGEOIS ⁽⁶⁾, M. BOUET ⁽³⁾, A. CARUETTE ⁽³⁾, A. FERRO ⁽³⁾, R. FOUCHER ⁽³⁾,
J. FOURNET ⁽³⁾, A. HÖGLUND ⁽⁴⁾, L. KOTFILA ⁽³⁾, G. LANDOIS ⁽³⁾, C. F. LIANG ⁽²⁾,
B. MERLANT ⁽²⁾, J. OBERT ⁽³⁾, A. PEGHAIRE ⁽²⁾, J. C. PUTAUX ⁽³⁾, J. L. SARROUY ⁽³⁾,
W. WATZIG ⁽¹⁾, A. WOJTASIEWICZ ⁽⁵⁾ et V. BERG ⁽³⁾,

Collaboration ISOCELE (Orsay)

(Reçu le 19 août 1975, accepté le 20 octobre 1975)

Résumé. — Le $^{188}_{80}\text{Hg}$ est étudié par conversion interne et émission γ (spectre direct, en coïncidences, et corrélations angulaires) à partir de la désintégration du $^{188}_{81}\text{Tl}$ ($T_{1/2} = 71$ s) isotopiquement séparé en ligne à ISOCELE (Orsay). En plus d'une bande fondamentale quasi sphérique et d'une bande déformée (O^+) déjà vues par ions lourds, une bande γ et une bande de parité négative $5^- 7^- 6^- 8^- 9^-$ sont mises en évidence ; des états de vibration octupolaire sont suggérés. Cet ensemble montre comment s'effectue la transition entre noyaux de forme aplatie instable et noyaux critiques ($\beta_2 \gamma \beta_3 \Delta$ instables).

Abstract. — The γ and e^- emitted by $^{188}_{81}\text{Tl}$ ($T_{1/2} = 71$ s) nuclei on-line mass separated at ISOCELE (Orsay) have been studied and a partial level scheme of $^{188}_{80}\text{Hg}$ nuclei established. It shows how Hg nuclei of unstable oblate shape become critical nuclei ($\beta_2 \gamma \beta_3 \Delta$ unstable) at $A = 186$.

1. **Introduction.** — Les résultats obtenus au CERN (Isolde) sur les noyaux de Mercure, Or, Platine, Iridium, Osmium déficitaires en neutrons [1, 2, 3, 4], ceux obtenus à Berkeley sur les noyaux de Thallium [5], leur comparaison avec les niveaux de Nilsson [6] et les prévisions de Kumar et Baranger [7] suggérèrent :

i) L'existence entre ^{132}Sn et ^{208}Pb d'une zone de noyaux de forme aplatie instable à droite d'une ligne joignant ^{182}Hg et ^{196}W dans la carte des isotopes [8 à 11].

ii) La nécessité de prendre en considération toute la surface d'énergie potentielle collective pour caractériser les états d'un noyau et non de se contenter des valeurs moyennes des paramètres de déformation β_2 et β_4 [1] et [12].

iii) L'existence d'une région de noyaux *critiques* entre Plomb et Osmium et de masses voisines de 182-186, noyaux ayant une instabilité de forme et d'appariement particulièrement grande ; ils apparaissent effectivement situés à la jonction des régions de noyaux sphériques, allongés, aplatis, superfluides et non superfluides [8], [13, 14].

Alors que les recherches à Isolde avaient permis de mettre ces formes et instabilités de forme en évidence (celles-ci ont été confirmées par réactions ions lourds $\alpha n \gamma$ et $\alpha x n \gamma$ [15 à 20]), leur poursuite exigeait l'obtention et l'étude des niveaux de bas spins des noyaux de Mercure par décroissance radioactive des Thallium. Ce fut une des motivations de la réalisation à Orsay d'une installation de séparation isotopique en ligne avec un faisceau de ^3He accélérés à 207 MeV (ISOCELE) [21].

D'après nos analyses et l'allure de la bande Yrast les noyaux de masse > 192 devaient être faiblement aplatis [22], [8, 9], ceux de masse < 186 [13, 14, 15] devaient être des noyaux critiques ; une étude détaillée des isotopes de $^{196}\text{ et }^{188}\text{Hg}$ et préliminaire du ^{186}Hg pouvant être entreprise à ISOCELE, des mesures d'énergie des rayonnements γ , e^- , de coïncidences $\gamma\text{-}\gamma$, $e^-\text{-}\gamma$, de corrélations angulaires $\gamma\text{-}\gamma(\theta)$ ont été effectuées en particulier sur le ^{188}Hg auquel cette publication est consacrée. On situera ces résultats dans l'ensemble des résultats déjà connus pour les noyaux de cette région ou préliminaires obtenus à ISOCELE sur le ^{186}Hg et le ^{190}Hg [23] et à Oakridge [24] (Projet Unisor) sur le ^{188}Hg lui-même. Seule la bande Yrast était connue avant les études effectuées par radioactivité en ligne.

Une cible d'une vingtaine de grammes d'Or fondu servant de cathode pour l'arc de la source d'ions du séparateur [25] a été bombardée par un faisceau de ^3He de 1 cm^2 environ de section. Une petite consommation d'Or a été assurée afin d'optimiser le

⁽¹⁾ Institut f. Kernchemie, 355 Marburg Lahnberge (R.F.A.).

⁽²⁾ C.S.N.S.M. Bat. 104, 91406 Orsay (France).

⁽³⁾ Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay (France).

⁽⁴⁾ Kungl. Universitetet i Stockholm, Fysiska Institutionen, Vanadisvägen 9, 11346 Stockholm (Suède).

⁽⁵⁾ The Institut of Experimental Physics, Department of Nuclear Physics, 69 Hoza Street, Varsovie (Pologne).

⁽⁶⁾ et Université Paris VII (France).

temps de sortie des ions Thallium. Ceux-ci ont été séparés en masse : deux masses étaient extraites et envoyées dans la salle d'expériences à bas bruit de fond, l'une vers un spectromètre Gerholm double pour l'étude des périodes γ et des électrons de basse énergie, l'autre vers un second aimant d'analyse suivi d'un transporteur à bande d'ions radioactifs comprenant 2 postes de mesures simultanées ; le premier était consacré aux mesures de coïncidences γ - γ et corrélations angulaires γ - $\gamma(\theta)$ avec des détecteurs Ge(Li) de résolution 2,2 et 2,8 keV à 1,3 MeV, le second aux mesures de coïncidences e^- - γ , le détecteur à électrons était en Si(Li) refroidi (LASCO) de 250 mm² de surface à distance réglable de la source, la résolution finale était de 2,2 keV, le détecteur γ avait une résolution de 0,8 keV à 100 keV. Les spectres directs étaient enregistrés sur des analyseurs Intertechnique Tridac parallèlement aux spectres en coïncidences enregistrés sur bandes magnétiques TITN. L'expérience a duré quinze heures. Le traitement des informations enregistrées a été effectué à l'aide de l'ordinateur ARIEL et ses périphériques à l'I.P.N. d'Orsay et de l'ordinateur PDP 15 du laboratoire de Chimie Nucléaire de Marburg. Le résultat actuel du traitement des données est le schéma de niveau partiel représenté sur la

figure 1. Il est basé pour l'essentiel sur les coïncidences γ - γ , et la connaissance des coefficients de conversion interne. Les mesures des corrélations angulaires limitées à 90°, 135° et 180° ont permis de confirmer ou déterminer les spins des niveaux 2_2^+ , 4_1^+ , 4_2^+ , 6_1^+ , 6_2^+ et le mélange M1 + E2 de la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$; l'anisotropie de la cascade issue du niveau 1 909 keV a été trouvée négative mais plus grande que prévue pour un niveau 5^- ; bien que cela soit plus en faveur d'un spin 3 nous avons adopté la valeur 5 vu l'absence de transition vers les niveaux 2^+ et l'influence vraisemblable d'une transition $5_1^+ \rightarrow 4_1^+$.

Les résultats préliminaires d'Oakridge suggéraient l'existence de deux bandes, l'une quasisphérique sur le fondamental, l'autre très déformée rejoignant la bande Yrast au niveau 6^+ . L'étude des rapports d'embranchement montre effectivement une première séquence $0^+ 2^+ 4^+ 6^+ 8^+$ basée sur le fondamental, une seconde séquence $0^+ 2^+ 4^+ 6^+ 8^+ 10^+$ basée apparemment sur un niveau 0^+ de 824,5 keV ; mais elle montre en plus pour la première fois une bande ayant toutes les apparences d'une bande « γ » basée sur le niveau 2^+ de 1 239,2 keV, une bande $5^- 7^- 6^- 8^- 9^-$ basée sur le niveau 5^- , un début de bande sur un troisième niveau 0^+ et deux niveaux de parité nég-

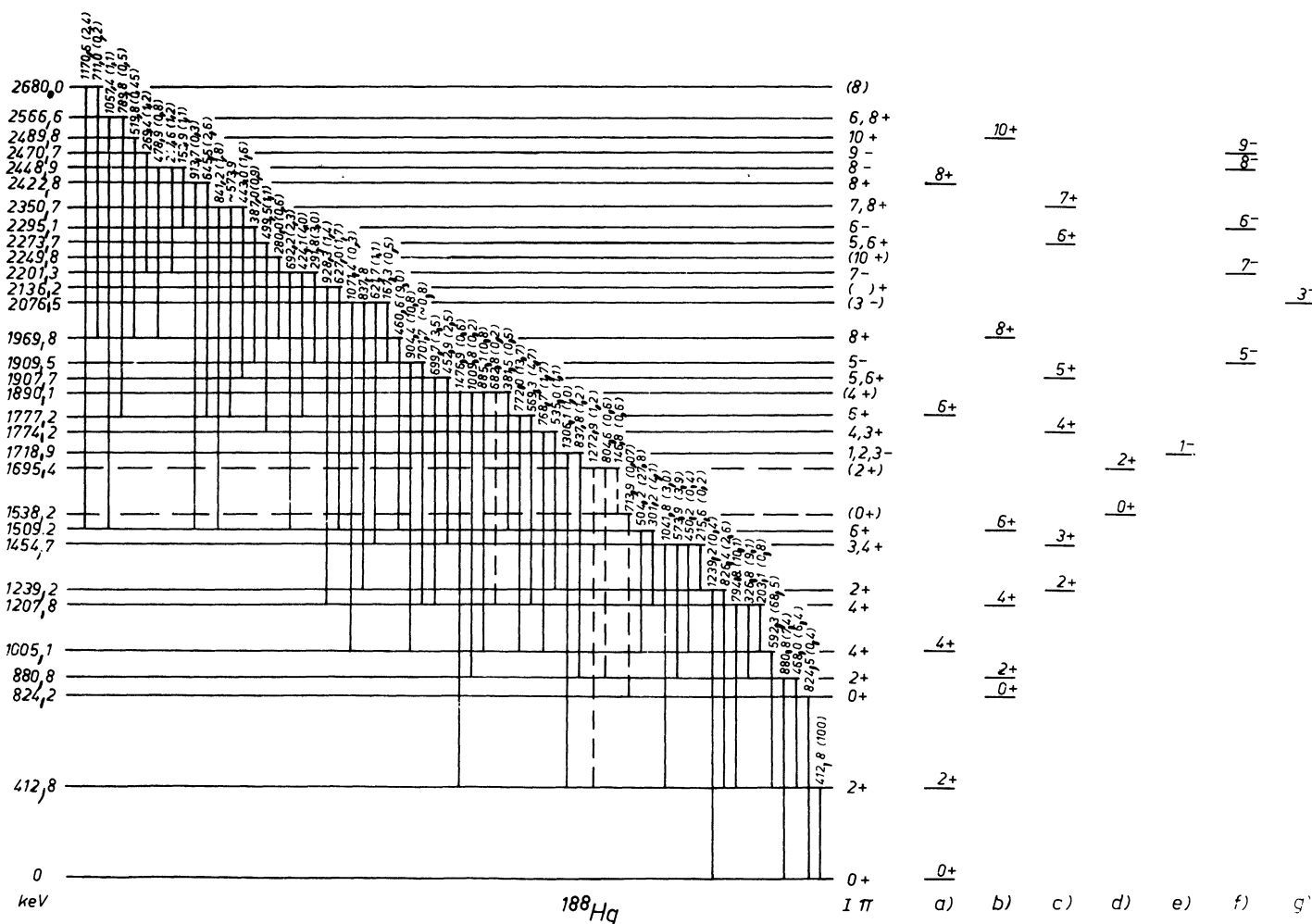


FIG. 1. — Schéma partiel des niveaux excités du ^{188}Hg .

tive 3^- et (peut-être) 1^- à plus basse énergie. De même, pour la première fois, l'évolution de la proportion de transition E0 dans les transitions $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ a pu être établie. Les niveaux possibles mais non établis par les coïncidences n'ont pas été retenus dans cette publication, sauf exception.

Les niveaux présentés montrent l'intérêt de ce noyau apparemment très riche en modes d'excitations et qui paraît constituer une transition entre les noyaux critiques caractérisés par un niveau 0^+ très bas ($^{186-184-182}\text{Pt}$, ^{186}Hg ?) et les noyaux à forme aplatie instable plus lourds.

2. Bandes de parité positive. — Les rapports d'embranchement mettent en évidence une séquence de niveaux très semblable à celle des isotopes pairs plus lourds (Fig. 2) basée sur le fondamental, à ceci près que les niveaux 4^+ et 8^+ sont quelque peu déprimés; la seconde séquence est caractérisée par un niveau 2^+ lui aussi déprimé suivi d'un niveau 4^+ trop haut en énergie par rapport aux autres niveaux, ce qui donne en particulier un très grand moment d'inertie apparent en début de bande. Ces faits peuvent s'expliquer en réalité, non par une énorme déformation initiale, mais par l'interaction des deux bandes entre elles (répulsion des deux niveaux 4^+) et avec ce qui apparaît être une bande « γ » dont le niveau de base 2^+ est plus haut (Fig. 2) que les autres niveaux

2^+ « γ » des isotopes plus lourds (répulsion des niveaux 2_2^+ et 2^+ « γ » qui devraient être très proches). Quant au niveau 8^+ , il est encore plus bas que dans les noyaux plus lourds où il est expliqué en terme d'excitation de trous $h_{11/2}$ [17]. Ceci est peut être dû à l'interaction de ce niveau avec le niveau 8^+ « γ » non encore identifié.

Quant à la bande « γ » elle montrerait un décalage important des niveaux 3^+ , 5^+ , 7^+ par rapport aux niveaux 2^+ , 4^+ , 6^+ . Ceci correspondrait à l'interaction de ces dernières avec la deuxième bande. Cette bande « γ » aurait une déformation intermédiaire entre celle de la bande du fondamental et celle du premier niveau excité 0^+ qui aurait donc partiellement au moins la structure d'une bande « β ».

Ceci permettrait de comprendre en partie la proportion de transition E0 apparaissant dans la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ qui n'est plus essentiellement $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ contrairement à ce qui se passe pour les isotopes plus lourds.

Les niveaux 0^+ et 2^+ d'énergie 1 538,2 et 1 685,4 keV sont suggérés par l'existence des transitions de 714 keV de type E0 et 804,6 keV très convertie; en fait, d'autres transitions très converties peuvent être du type E0 + M1 + E2 à 665,5 keV, 885,1 keV, 1 024,0 keV; il existe donc vraisemblablement au moins une troisième séquence basée sur un niveau 0^+ à relativement basse énergie.

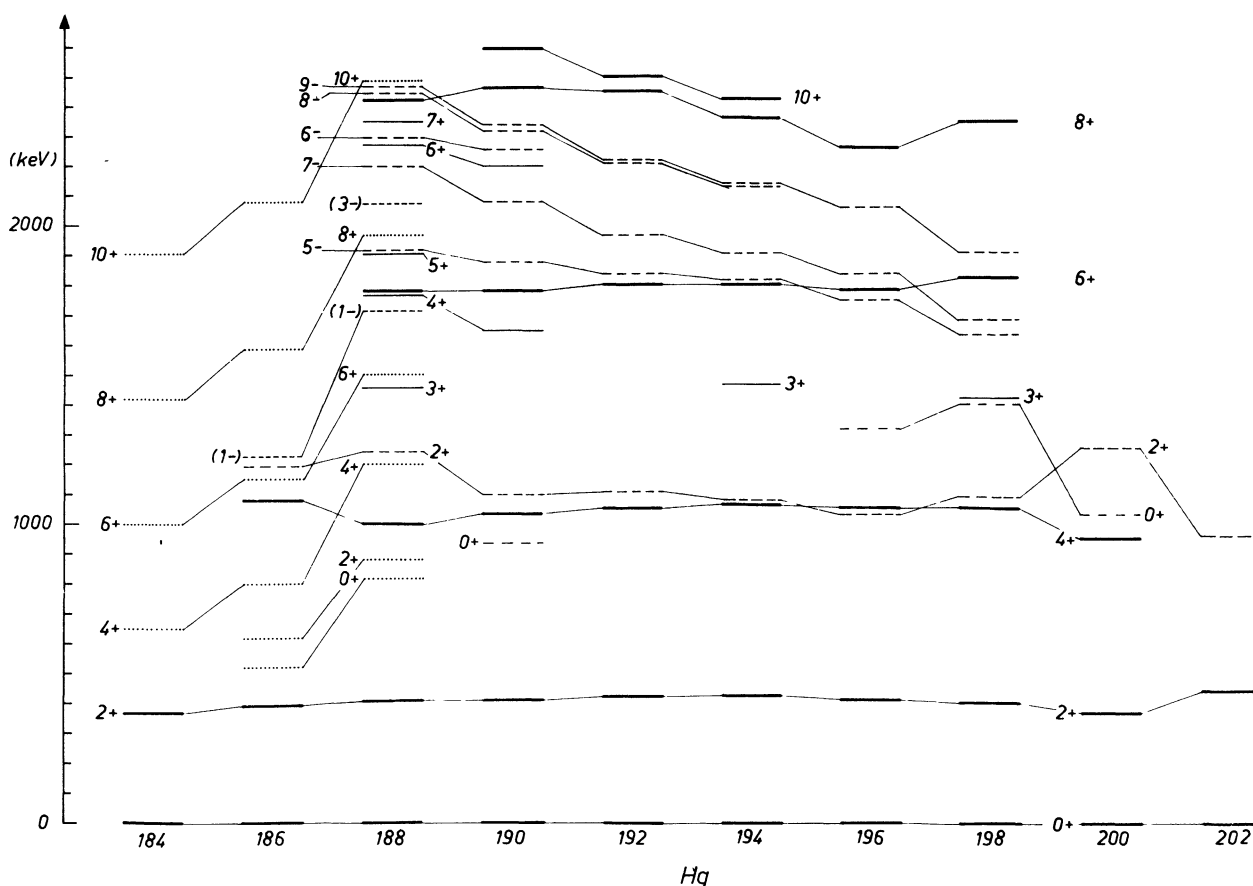


FIG. 2. — Principales bandes mises en évidence dans les isotopes du Mercure.

L'ensemble des bandes b), c) et d) de la figure 1 suggère très fortement une déformation en moyenne triaxiale pour le noyau dans ces états.

3. Bandes de parité négative. — Pour les noyaux plus lourds des séquences de niveaux $5^- 7^- 8^- 9^-$ ont été bien déterminées et interprétées comme deux quasi-neutrons couplés à un cœur en rotation ($i_{13/2}$ et $P_{1/2}$, $P_{3/2}$, $f_{5/2}$) [17, 18], [26].

Pour retrouver l'ordre correct des niveaux, les auteurs des références [27, 28] introduisent une interaction entre les 2 quasi-particules. Ils prédisent ainsi le décalage des états de spin impair par rapport à ceux de spin pair; en particulier le niveau 6^- doit être au-dessus du niveau 7^- . Alors que les niveaux 6^- n'avaient pu être vus par réactions ions lourds $\alpha n \gamma$ dans les noyaux plus lourds, nous avons pu mettre en évidence toute la séquence 5, 7, 6, 8, 9 dans ce noyau comme dans le ^{190}Hg [23].

Dans le modèle du couplage particules-vibrations d'Alaga et Paar, les états de parité négative peuvent être produits par couplage d'un quasi-neutron $i_{13/2}$ et d'un quasi-neutron de parité opposée de bas spin avec les configurations de la bande fondamentale [29].

En ce qui concerne le niveau de 2 076,5 keV, son mode de décroissance suggère un spin 3^- ; c'est peut-être un des niveaux de vibration octupolaire non encore mis en évidence dans les Mercure lourds. Enfin, une coïncidence exclusive très nette entre le rayonnement γ de 1 306,1 keV et celui de 412,8 keV suggère un niveau à 1 718,9 keV qui semble se désexciter au niveau de 880,8 keV par une transition E1 de 837,8 keV; sa décroissance prépondérante vers le niveau 2^+ déformé (c'est encore plus vrai pour le niveau de parité négative de 1 228,3 keV du ^{186}Hg) nous le fait associer à la forme allongée du noyau; bien qu'un spin 3 apparaisse plus probable vu le mode de désexcitation de ces niveaux, nous les notons (1^-) pour montrer l'analogie qu'il semble y avoir entre ces états et les états correspondants des noyaux de Radon qui sont non seulement instables par rapport aux déformations quadrupolaires mais aussi octupolaires. Ceci peut correspondre au fait qu'aux fortes déformations positives, on retrouve dans ces noyaux les mêmes orbitales que dans les Radon aux faibles déformations (apparition à très basse énergie de l'orbitale $h_{9/2}$ dans les Or déficients en neutrons [11], orbitales $i_{13/2}$...).

4. Rapports d'embranchements et de multipolarités.

— 4.1 Vu la relative faiblesse des taux de comptage et du temps de mesure disponible, la mesure des anisotropies de la cascade test $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ de la bande fondamentale n'a pu être effectuée à mieux de $\pm 20\%$. Il n'était donc possible de mesurer que les anisotropies les plus importantes pour les rayonnements de 327, 413, 468, 504, 592, 772, 795, 904 keV en bénéficiant de la remarque que les corrélations triples du type $\gamma_1\text{-}\gamma_3(\theta)$ avec $I_1 \xrightarrow{\gamma_1} 4 \xrightarrow{\gamma_2} 2 \xrightarrow{\gamma_3} 0$ sont

identiques aux corrélations entre les deux premiers γ , ce qui permet de plus que doubler les statistiques.

Pour la cascade $468\text{-}413\ 2_2^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0$, le résultat est le suivant :

$$A_{\perp} = I(180^\circ) - I(90^\circ)/I(90^\circ) = -0,32 \pm 0,08$$

et

$$I(135^\circ)/I(90^\circ) = -0,60 \pm 0,15.$$

Ceci montre que la transition de 468 keV dont le coefficient de conversion K ($8,5 \pm 0,9$) est voisin d'un coefficient K pour une transition M1 pure ($\alpha_K(M1) = 9,3$), est du type $E0 + M1 + E2$ avec 20 à 30 % de transition M1. Le pourcentage de transition M1 apparaît identique à celui des transitions correspondantes des $^{190,196,198}\text{Hg}$, c'est-à-dire beaucoup plus fort que dans le cas des isotopes du Platine (quelques pour cent). Par contre le signe de l'anisotropie, donc du paramètre de mélange, reste le même.

4.2 Si on considère le rapport des probabilités réduites de transition E2,

$$\text{BE2}(2_2^+ \rightarrow 0^+)/\text{BE2}(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$$

on voit encore que le niveau 2_2^+ du ^{188}Hg se distingue des Mercure plus lourds (0,07 contre 0,03 au ^{190}Hg) alors que pour le troisième niveau 2^+ (1 239 keV) ce rapport est égal (ou même inférieur) à 0,02.

4.3 Quant à la transition réduite relative $0_2^+ \rightarrow 0_1^+/0_2^+ \rightarrow 2_1^+$, elle est dans le ^{190}Hg , où nous avons pu détecter la transition $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ de 517 keV, d'un ordre de grandeur plus grand que dans les Platine voisins [1]. Dans le ^{188}Hg nous n'avons pu déterminer en coïncidence la transition $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$ dont l'énergie (411,7 keV) est trop proche de la transition très intense $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de 412,8 keV et dont l'intensité se révèle très faible; par contre la transition E0 de 824,5 keV est trois fois plus intense que dans le ^{190}Hg : ceci laisse présager une grande probabilité réduite. Cette importance des transitions E0 ne démontre pas nécessairement que le noyau est très déformé: en effet, dans les noyaux plus lourds assurément peu déformés, ces probabilités sont déjà grandes [30]. D'autre part dans le ^{186}Hg , la réduction de la probabilité de désexcitation E2 du niveau 2_2^+ vers le fondamental est telle que cette transition n'a pas été mise en évidence. Il y a donc peut-être autant affaiblissement relatif des transitions E2 ($0_2^+ \rightarrow 2_1^+$) qu'accélération des transitions E0. C'est donc des transitions de protons [31] des vibrations de paires [32] autant que des vibrations de noyaux déformés qui sont suggérées. L'étude, stimulée par la basse énergie des niveaux 0^+ des actinides et des $^{186-182}\text{Pt}$, des instabilités de l'appariement qui apparaissent très grandes dans ces noyaux [7] [33, 34] est seulement en cours.

Principales transitions γ

Energie (keV)	I_γ (%)	$(\alpha_K \text{ ou } \alpha_L \text{ exp}) \times 10^2$	α_K, α_L théoriques			multipol.
			E_1	E_2	M_1	
247,6	1,2	33	3,6	10,1	51,5	$(E_0) + M_1 + E_2$
291,8	3,0	6,6	2,44	6,79	32,9	E_2
301,2	4,1	7,1	2,28	6,36	29,8	E_2
326,8	9,1	4,9	1,84	5,18	24,2	E_2
385,6	4,0	3,8	1,29	3,53	15,6	E_2
412,8	100,0	2,95	1,10	3,03	13,0	E_2
424,1	4,0	1,3	1,05	2,86	12,1	E_1
468,0	6,4	8,5	0,85	2,28	9,32	$E_0 + M_1 + E_2$
504,2	27,8	1,7	0,72	1,93	7,69	E_2
569,3	4,7	0,36 (α_L)	0,09	0,39	0,92	E_2
573,9	3,9	2,2	0,56	1,49	5,35	$M_1 + E_2$
592,3	70	$\alpha_K(E_2)$ théorique, valeur de normalisation				
		0,37 (α_L)	0,08	0,35	0,83	E_2
621,7	1,1	< 0,6	0,48	1,25	4,47	E_1
627,0	1,7	2,9	0,47	1,22	4,35	$M_1 + E_2$
645,5	2,6	1,5	0,44	1,15	4,04	E_2
692,2	2,3	< 0,5	0,39	1,00	3,37	E_1
699,9	3,5	1,1 ($\pm 0,5$)	0,38	0,98	3,27	E_2
714	< 0,2	> 30	$\alpha_K(M_4) = 83$			E_0
765,5	1,1	5,2	0,33	0,84	2,63	$> M_1$
768,7	1,7	2,9	0,32	0,82	2,59	$\geq M_1$
772,0	13,7	0,85	0,31	0,80	2,54	E_2
		0,21 (α_L)	0,05	0,17	0,41	
795	10	0,78	0,29	0,76	2,35	E_2
		0,20 (α_L)	0,05	0,16	0,38	
824,2	—	> 131	0,27	0,70	2,13	E_0
		> 22	0,04	0,14	0,35	
835,1	0,8	0,75	0,26	0,68	2,08	E_2
837,8	1,2	0,35 (± 20)	0,26	0,67	2,06	E_1
880,8	7,4	0,61	0,24	0,62	1,82	E_2
885,1	0,85	~ 4	0,24	0,61	1,80	$> M_1$
904,4	11,2	0,27	0,23	0,59	1,70	E_1

Note : Les raies d'intensité supérieure à 8 % sont définies à $\pm 0,3$ keV avec $\Delta\alpha_K/\alpha_K < 15$ % ; pour les autres, l'énergie est définie à $\pm 0,4$ keV, l'intensité γ à 10 % sauf exceptions indiquées, α_K à 25 %.

5. **Conclusion.** — Ce travail montre les possibilités de notre installation ISOCELE mise en ligne avec un faisceau de ³He ; il montre également que le ¹⁸⁸Hg marque une transition entre les noyaux faiblement aplatis et les noyaux critiques caractérisés par un niveau 0⁺ particulièrement bas. Un ensemble de niveaux faisant apparaître une déformation importante en moyenne triaxiale a été mis en évidence ainsi que les cinq premiers niveaux d'une bande 5⁻, 7⁻, 6⁻, 8⁻, 9⁻ de type 2 quasi-particules-rotation (phonons ?). Nos résultats suggèrent l'existence de niveaux octupolaires dont un correspondrait aux états de déformation allongée, comme dans les Radon. Il est tentant de rapprocher ces faits de l'abaissement considérable du niveau h_{9/2} dans les noyaux d'Or très déficients. Ces résultats nous conduisent à considérer

effectivement le ¹⁸⁸Hg comme un cas limite des noyaux critiques qui apparaissent bien non seulement instables en $\beta_2(\beta_4)$ γ mais en β_3 et appariement.

Remerciements. — Nous remercions bien sincèrement tous les membres de la collaboration ISOCELE qui n'ont pas directement participé à ce travail mais sans lesquels ISOCELE n'aurait pu voir le jour, tout particulièrement M. P. Paris, ainsi que MM. D. Bes, R. Broglia, K. Kumar, S. G. Nilsson, P. Quentin, I. Ragnarsson pour les fructueuses discussions que nous avons eues avec eux sans oublier MM. V. Paar, J. S. Dionisio, Ch. Vieu pour leurs remarques si justifiées sur l'importance des couplages particules-phonons.

Bibliographie

- [1] FINGER, M., FOUCHER, R., HUSSON, J. P., JASTRZEBSKI, J., JOHNSON, A., ASTNER, G., ERDAL, B. R., KJELBERG, A., PATZELT, P., HÖGLUND, A., MALMSKOG, S. G., HENCK, R., *Proc. Int. Conf. Leysin* (1970) 1031, and *Nucl. Phys. A* **188** (1972) 369.
- [2] BÄCKLIN, A., BERG, V., MALMSKOG, S. G., *Nucl. Phys. A* **156** (1970) 647.
- [3] SÉBILLE-SCHÜCK, C., FINGER, M., FOUCHER, R., HUSSON, J. P., JASTRZEBSKI, J., BERG, V., MALMSKOG, S. G., ASTNER, G., ERDAL, B. R., PATZELT, P., SIFFERT, P., *Proc. Int. Conf. Leysin* (1970), and *Nucl. Phys. A* **212** (1973) 45.
- [4] BONN, J., HUBER, G., KLUGE, H. J., KUGLER, L., OTTEN, E. W., *Phys. Lett.* **38B** (1972) 308.
- [5] NEWTON, J. O., CIRILOV, S. D., STEPHENS, F. S. and DIAMOND, R. M., *Nucl. Phys. A* **148** (1970) 593.
- [6] NILSSON, S. V., TSANG, C. F., SOBICZEWSKI, A., SZYMANSKI, Z., WYECZECH, S., GUSTAFSON, C., LAMM, I. L., MÖLLER, P., NILSSON, B., *Nucl. Phys. A* **131** (1969) 1.
- [7] KUMAR, K., *Phys. Rev. C* **1** (1970) 369, et KUMAR, K., BARANGER, M., *Nucl. Phys. A* **122** (1968) 273.
- [8] FOUCHER, R., Rapports Internes I.P.N. (1971) n° 9 et (1973) n° 2.
- [9] CAILLIAU, M., Thèse (1974) Orsay.
- [10] BERG, V., FOUCHER, R., HÖGLUND, A., *Proc. Int. Conf. Amsterdam* (1974) et *Nucl. Phys. A* **244** (1975) 462.
- [11] BERG, V., BOURGEOIS, C., FOUCHER, R., *J. Physique* **36** (1975) 613.
- [12] CAILLIAU, M., FOUCHER, R., HUSSON, J. P. et LETESSIER, J., *J. Physique* **35** (1974) 469.
- [13] FOUCHER, R., CAILLIAU, M., HUSSON, J. P., Colloque sur les noyaux de transition, Orsay (1971) Rapport I.P.N.-IN2P3.
- [14] CAILLIAU, M., FOUCHER, R., HUSSON, J. P., LETESSIER, J., *Proc. Int. Conf. Munich* (1973) 128.
- [15] PROETEL, D., DIAMOND, R. M., KIENTLE, P., LEIGH, J. R., MAIER, K. H. and STEPHENS, F. S., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 896.
- [16] RUD, N., WARD, D., ANDREWS, H. R., GRAHAM, R. L. and GEIGER, J. S., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 1421.
- [17] PROETEL, D., BENSON, D., GIZON, A., MAIER, M. R., DIAMOND, R. M., STEPHENS, F. S., *Nucl. Phys. A* **226** (1974) 237.
- [18] BEUSCHER, H., DAVIDSON, W. F., LIEDER, R. M., NESKAKIS, A., MAYER BÖRCKE, C., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 843 et rapport interne Julich 1975.
- [19] BERG, V., DELEPLANQUE, M. A., GERSCHEL, C., PERRIN, N., *Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure* (1974) 112.
- [20] PIIPARINEN, M., CUNNANE, J. C., DALY, P. J., DORS, C. L., BERNTHAL, F. M. and KHOO, T. L., *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1110.
- [21] FOUCHER, R., PARIS, P., SARROUY, J. L., *Proc. of the 8th Intern. EMIS Conference, Sköv de Suède* (juin 1973).
- [22] FOUCHER, R., Proposition du Groupe Français Isolde, Comité Physics III (CERN) 1969.
- [23] BERAUD, R., BOURGEOIS, C., DESTHULLIERS, M. G., KILCHER, P., LETESSIER, J., *J. Physique Colloq.* **36** (1975) C 5. Mêmes auteurs que la présente communication (à paraître).
- [24] HAMILTON, J. H. et al. *UNISOR Collaboration, Reactions Between Complex Nuclei* (North Holland) 1974 Vol. 1 p. 178.
- [25] LIANG, C. F., OBERT, J., PUTAUX, J. C., Colloque d'Aarhus sur les sources d'ions pour séparateur en ligne (1975).
- [26] YATES, S. W., CUNNANE, J. C., HOCHER, R., DALY, P. J., *Nucl. Phys. A* **222** (1974) 301.
- [27] NEERGÅRD, K., VOGEL, P., RADOMSKI, M., *Nucl. Phys. A* **238** (1975).
- [28] FLAUM, C., CLINE, D., SUNYAR, A. W., KISTNER, O. C., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 973.
- [29] ALAGA, G., et PAAR, V., à paraître.
- [30] BÉRAUD, R. et MEYER LÉVY, M., Thèses, Lyon (1973).
- [31] KUMAR, K. et al. Preprint 1974.
- [32] BÈS, D., BROGLIA, R. A., NILSSON, B. S., *Phys. Lett.* **40B** (1973) 338.
- [33] BROGLIA, R. A., BÈS, D., NILSSON, B. S., ITP-SB 74-4.
- [34] RAGNARSSON, I., et BROGLIA, R. A., Nordita 75/8.